室蘭工業大学
学術資源アーカイブ
Muroran Institute of Technology Academic Resources Archive

# 有限要素法に基づく伝搬演算子法による光導波路突合せ接続の解析に関する検討



| メタデータ | 言語: Japanese<br>出版者: 電子情報通信学会<br>公開日: 2018-07-04<br>キーワード (Ja): 突合せ接続, 伝搬演算子法, 有限要素法, DBI法<br>キーワード (En):<br>作成者: 森本, 佳太, 辻, 寧英<br>メールアドレス:<br>所属: 室蘭工業大学 |
|---|---|
| URL | http://hdl.handle.net/10258/00009657 |

# 有限要素法に基づく伝搬演算子法による光導波路突合せ接続の解析に関する検討

森本　佳太[†a)]　　辻　　寧英[†b)]

# Analysis of Butt Coupling of Optical Waveguides Using Propagation Operator Method Based on Finite Element Method

Keita MORIMOTO[†a)] and Yasuhide TSUJI[†b)]

**あらまし**　光導波路突合せ接続の効率的な解析方法として，横方向の界の離散化に有限要素法を用いた伝搬演算子法についての検討を行っている．伝搬演算子法では接続断面のみの解析で良いために計算を効率化でき，有限要素法を用いることで不均一メッシュを用いて解析の効率化を図ることができる．伝搬演算子法の導出には行列の平方根を求める必要があるが，ここでは DBI 法に基づく反復法を用いている．

**キーワード**　突合せ接続，伝搬演算子法，有限要素法，DBI 法

## 1. まえがき

情報通信サービスが急速に普及する昨今，更なるネットワークサービスの拡大のため，通信の高速化や大容量化が求められている．このような通信の高速大容量化を目指した光通信の分野では，従来の光導波路とは構造が大きく異なる導波路も提案されている．例えば現在広く用いられている光伝送路は単一モード光ファイバ (Single Mode Fiber: SMF) であるが，一本の光ファイバに複数のコアを詰め込むことで空間利用効率を高め伝送容量を増大することができるマルチコアファイバ (Multi Core Fiber: MCF) [1]～[3] や空孔を周期的に配列した構造で，コアと空孔の大きな屈折率差を利用することで光を強く閉じ込めることが可能なフォトニック結晶ファイバ (Photonic Crystal Fiber: PCF) [4]～[7] などの高性能な光ファイバが提案されている．これらの新たな光ファイバの実用化には従来型の SMF との接続が必要となるが，コア径やコアの数，材料などの違いから，接続部での放射や反射は無視できないものとなり，特に伝搬方向に大きな屈折率差が生じる場合には，反射放射波の効果を無視できない．そのため新たな光導波路を実用化するためには，低損失で信頼性の高い接続技術及び接続損失を低減するための接続部の構造が必要であり，接続損失を精度良く効率的に評価する解析手法が求められる．そこで本研究では光導波路突合せ接続における接続損失の効率的な評価方法について検討を行っている．

突合せ接続の損失評価方法では，高精度な 3 次元構造の解析手法として有限要素法 (Finite Element method: FEM) [8], [9] や有限差分時間領域法 [10] が代表的であるが，断面構造が複雑になると，計算コストが膨大になるという問題がある．一方で，接続境界の 2 次元構造のみを離散化する方法として一般に用いられるのは，入出力導波路の導波モードの重なり積分によって評価する方法である．しかしこの手法は反射放射波を無視した解析法であるため，入出力導波路の屈折率の差が大きくかつモード形状が大きく異なる場合には，反射放射波を無視できず精度が劣化するといった問題がある [11]．接続断面の両側で固有モード展開を行い接続断面での電磁界の連続性を考慮すると反射放射波まで含めた評価が可能である [12] が，開放系に存在する全てのモードを求めるのは一般に大規模な計算を要する．そのため，本研究では，反射を考慮でき比較的計算コストが低い評価方法として FEM に基づく伝搬演算子法 (Propagating Operator Method:

† 室蘭工業大学大学院情報電子工学系専攻，室蘭市
Division of Information and Electronic Engineering, Muroran Institute of Technology, 27–1 Mizumoto-cho, Muroran-shi, 050–8585 Japan
a) E-mail: 17043058@mmm.muroran-it.ac.jp
b) E-mail: y-tsuji@mmm.muroran-it.ac.jp

 ⓒ一般社団法人電子情報通信学会 2018

POM) について検討を行う．POM では演算子行列の平方根を求める必要があり，パデ近似に基づく方法 [13], [14] などが提案されているが，強導波路においてエバネッセント波まで含めた解析が必要な場合には十分な精度を得ることが難しくなる．ここでは，より精度の高い解析を行うために DBI (Denman-Beavers Iterative) 法 [15] による反復解法を用いた解法について検討を行う．また，電磁界の離散化には差分法が広く用いられているが，ここではより形状適合性の高い FEM を用いた解法を検討する．

## 2. FEM に基づく POM の定式化

本章では，入出力導波路の導波モード解析を行うための FEM による 2 次元スカラ波近似解析の定式化，及び光導波路不連続解析を行うための伝搬演算子法の定式化を示す．

### 2.1 基本方程式

光波の伝搬方向を $z$，横方向を $y$ とし，$x$，$z$ 方向に構造変化がない 2 次元スラブ導波路を考える．このときマクスウェル方程式より光波の基本式は

$$\frac{\partial}{\partial y}\left(p\frac{\partial \Phi}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(p\frac{\partial \Phi}{\partial z}\right)+k_0^2 q\Phi=0 \tag{1}$$

で与えられる．ここに $k_0$ は自由空間波数であり，$\Phi$, $p, q$ は，電界，磁界の $x$ 成分をそれぞれ $E_x$，$H_x$，屈折率を $n$ として

$$\begin{cases} p=1, & q=n^2, \quad \Phi=\sqrt{\varepsilon_0}E_x \quad \text{(for TE)} \\ p=\dfrac{1}{n^2}, & q=1, \quad \Phi=\sqrt{\mu_0}H_x \quad \text{(for TM)} \end{cases}$$

で与えられる．ここに，$\varepsilon_0$ は真空誘電率，$\mu_0$ は真空透磁率を表す．また $x$ 成分以外の電磁界成分は，

$$\Psi_y=jp\frac{c}{\omega}\frac{\partial \Phi}{\partial z}, \quad \Psi_z=-jp\frac{c}{\omega}\frac{\partial \Phi}{\partial y} \tag{2}$$

で与えられる．ここに $\Psi_y$，$\Psi_z$ は TE 波に対しては $\sqrt{\mu_0}H_y$，$\sqrt{\mu_0}H_z$，TM 波に対しては $-\sqrt{\varepsilon_0}E_y$，$-\sqrt{\varepsilon_0}E_z$ である．

### 2.2 FEM による離散化

いま導波路中を伝搬する固有モードが $z$ 方向に伝搬定数 $\beta$ で一様に伝搬しているとすると，電磁界は

$$\Phi(y,z)=\phi(y)\exp(-j\beta z) \tag{3}$$

と置ける．これを式 (1) に代入すると固有モード振幅 $\phi$ に対する基本式として

$$\frac{\partial}{\partial y}\left(p\frac{\partial \phi}{\partial y}\right)+\left(k_0^2 q-p\beta^2\right)\phi=0 \tag{4}$$

が得られる．導波路の横方向断面を 2 次線要素を用いて分割し，式 (4) にガラーキン法に基づく FEM を適用すると以下の一般化固有値方程式を得る．

$$\left([K]-\beta^2[M]\right)\{\phi\}=0 \tag{5}$$

ここに $[K]$，$[M]$ は有限要素行列であり，それぞれ

$$[K]=\sum_e\int_e\left[k_0^2 q\{N\}\{N\}^T -p\frac{d\{N\}}{dy}\frac{d\{N\}^T}{dy}\right]dy \tag{6}$$

$$[M]=\sum_e\int_e p\{N\}\{N\}^T dy \tag{7}$$

で与えられる．ここに $\{N\}$ は形状関数ベクトルであり，$\sum_e$ は全ての要素についての和を表す．

### 2.3 完全整合層

解析領域端からのスプリアスな反射を抑圧するために，ここでは完全整合層 (Perfect Matched Layer: PML) [16] を解析領域端に設ける．複素係数を用いた座標変換に基づく PML を用いると，式 (1) の波動方程式は PML 領域内で

$$s_z\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{p}{s_y}\frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial y}\right)+s_y\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{p}{s_z}\frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial z}\right)+k_0^2 qs\tilde{\Phi}=0 \tag{8}$$

のように修正される．ここに $s$ は損失が 2 乗分布のとき PML 終端の損失正接を $\tan\delta$ とし

$$s=1-j\left(\frac{\rho}{d}\right)^2\tan\delta \tag{9}$$

で与えられる．ここに $\rho$ は解析領域端からの距離，$d$ は PML の厚さである．$s_y$，$s_z$ は $y$ 軸に垂直な PML に対しては $s_y=s$，$s_z=1$ である．

### 2.4 伝搬演算子法

式 (5) を $\beta\to j\partial/\partial z$，$\phi\to\Phi$ として $z$ 方向の界の変化を考慮すると，

$$[M]\frac{d^2\{\Phi\}}{dz^2}+[K]\{\Phi\}=0 \tag{10}$$

と表され，両辺に $[M]$ の逆行列を乗算することで

$$\frac{d^2\{\Phi\}}{dz^2}+[Q]^2\{\Phi\}=0 \tag{11}$$

を得る．ここに $[Q]^2 = [M]^{-1}[K]$ と定義する．よって導波路中の電磁界は形式的に

$$\{\Phi\} = \left\{\phi^{(+)}\right\}\exp(-j[Q]z) + \left\{\phi^{(-)}\right\}\exp(j[Q]z) \tag{12}$$

と表すことができる．ここに $\left\{\phi^{(+)}\right\}$，$\left\{\phi^{(-)}\right\}$ はそれぞれ前進波，後進波の固有モード振幅を表す．また，これに対応する他の電磁界 $\{\Psi_y\}$ は形式的に

$$\begin{aligned}\{\Psi_y\} &= j[P]\frac{c}{\omega}\frac{\partial\Phi}{\partial z}\\ &= \frac{c}{\omega}\left\{[P][Q]\left\{\phi^{(+)}\right\}\exp(-j[Q]z)\right.\\ &\qquad\left.-[P][Q]\left\{\phi^{(-)}\right\}\exp(j[Q]z)\right\}\end{aligned} \tag{13}$$

と表せる．ここに [P] は

$$[P] = [M_0]^{-1}[M] \tag{14}$$

$$[M_0] = \sum_e \int \{N\}\{N\}^T dy \tag{15}$$

で与えられる．導波路突合せ接続の不連続境界における境界条件は，出力導波路では後進波が存在しないことから図 1 に示すような入射，反射，及び透過波を用いて

$$\left\{\phi_1^{(+)}\right\} + \left\{\phi_1^{(-)}\right\} = \left\{\phi_2^{(+)}\right\} \tag{16}$$

$$[P_1][Q_1]\left\{\phi_1^{(+)}\right\} - [P_1][Q_1]\left\{\phi_1^{(-)}\right\} = [P_2][Q_2]\left\{\phi_2^{(+)}\right\} \tag{17}$$

と表せる．ここに下添字 1，2 はそれぞれ入力導波路側，出力導波路側を表す．式 (16) と式 (17) より反射振幅 $\left\{\phi_1^{(-)}\right\}$ は入射振幅 $\left\{\phi_1^{(+)}\right\}$ を用いて

$$\left\{\phi_1^{(-)}\right\} = \frac{[Z_1]-[Z_2]}{[Z_1]+[Z_2]}\left\{\phi_1^{(+)}\right\} \tag{18}$$

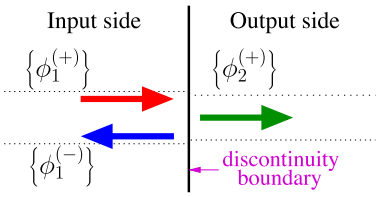



図 1　不連続境界における入射波，反射波，及び透過波
Fig. 1　Incident, reflected, and transmitted fields at a discontinuity boundary.

と書ける．ここに $[Z_i]$ $(i = 1, 2)$ は入射偏波によりインピーダンス演算子若しくはアドミタンス演算子と考えられ，$[Z_i] = [P_i][Q_i]$ で与えられる．また反射振幅が求まれば式 (16) の境界条件より透過振幅も求めることができる．

いま，$[Q_i]$ は元々 $[Q_i]^2$ で与えられているため，漸化式に基づく反復解法である DBI 法 [15] により求まる平方根行列として $[Q_i]$ を得る．DBI 法の漸化式は

$$[A]_{k+1} = \frac{[A]_k + [B]_k^{-1}}{2} \tag{19}$$

$$[B]_{k+1} = \frac{[B]_k + [A]_k^{-1}}{2} \tag{20}$$

$$[A]_0 = [Q]^2 \tag{21}$$

$$[B]_0 = [I] \tag{22}$$

で与えられ，十分大きな $k$ に対して $[A]_k$ が $[Q]$ に収束する．ただし，実数行列の平方根を DBI 法で解くと，解が収束しないことがしばしば起こる．これは，平方根行列の各成分が複素数になる場合があるにもかかわらず，DBI 法の反復計算では初期解が実数であれば実数解にしかならないためである．この問題を解決するためには初期解が複素行列になるようにすればよく，ブランチカットの手法 [15] がしばしば用いられる．DBI 法によって求まる行列が複素数でも良いように行列の各成分に複素係数をかけ，複素行列として近似することでこの問題を解決することができる．

## 3.　数値解析例

### 3.1　弱導波路不連続問題の解析

図 2 に示すようなコアとクラッドの屈折率差が比較的小さい 2 次元スラブ導波路を考え，動作波長 1.3 $\mu$m の TE 波あるいは TM 波基本モードを入射したとき

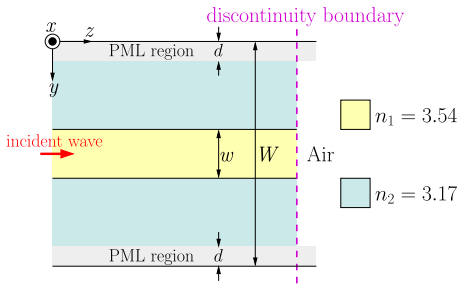
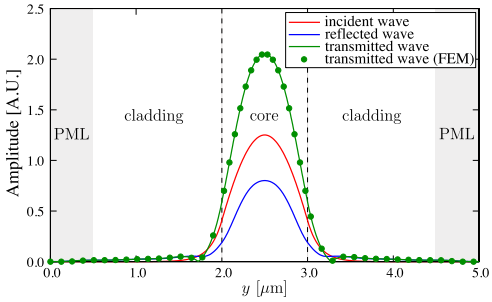
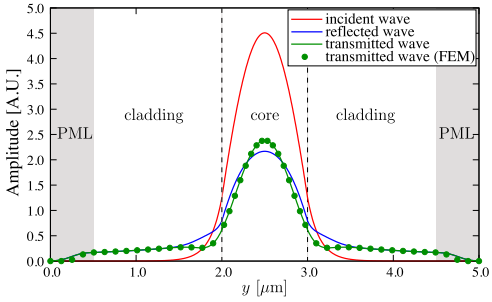



図 2　2 次元スラブ導波路端面からの光の放射問題
Fig. 2　Problem setup of optical radiation from end facet of 2-D slab waveguide.



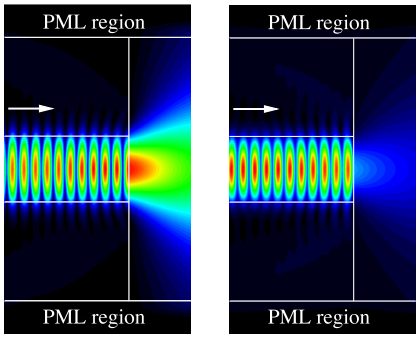

(a) TE 基本モード入射




(b) TM 基本モード入射

図 3　図 2 の問題における不連続境界の電磁界分布

Fig. 3　Electromagnetic field distribution at discontinuity boundary corresponding to the problem shown in Fig. 2.




(a) TE 基本モード入射　(b) TM 基本モード入射

図 4　図 2 の問題における不連続境界の FEM 解析による伝搬界分布

Fig. 4　Propagation field distribution obtained by FEM analysis corresponding to the problem shown in Fig. 2.

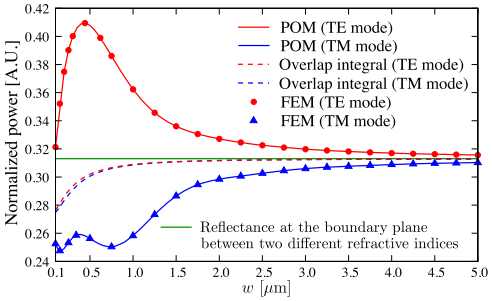



図 5　図 2 の問題における基本モード反射パワーのコア幅依存性

Fig. 5　Normalized reflectded power of the fundamental modes as a function of the core width corresponding to the problem shown in Fig. 2.

の導波路端面での光の反射波・透過波の解析精度を評価する．コアの屈折率を $n_1 = 3.54$，クラッドの屈折率を $n_2 = 3.17$ とし，導波路端面から先は空気を仮定して屈折率を 1.0 とする．

図 3 にコア幅を $w = 1.0$ $\mu$m，解析領域全体を $W = 5.0$ $\mu$m とした場合の反射電磁界及び透過電磁界を示す．図 3 (a) は TE 基本モードを入射した場合の電界振幅を示し，図 3 (b) は TM 基本モードを入射した場合の磁界振幅である．なお解析領域端には幅 $d = 0.5$ $\mu$m の PML 層を設ける．(a) では入射電磁界よりも透過電磁界が増大しているように見えるが，これは出射側の空気の波動インピーダンスが入射側に比べて大きいためであり，電力が増大しているわけではない．図 3 では放射波が解析領域端に置かれた PML にまで達しているが，無反射で吸収されていることがわかる．このことから，本手法においても PML の有効性が確認でき，基本モードの反射・透過パワーの計算においては大きな放射が生じる場合でも解析領域を狭くできることがわかる．解析領域サイズの影響を確認するため，実際に解析領域を 25 $\mu$m に拡大して同じ計算を行ってみたが結果に有意な差は見られなかった．これらの結果はより厳密な解析手法である FEM による結果ともよく一致しており，図 3 の解析結果において基本モードの規格化反射パワーは TE モードと TM モードでそれぞれ 0.362，0.258 であり，FEM による結果との相対誤差はそれぞれ 0.006%，0.009%である．また図 4 にそのときの FEM により求まる伝搬界分布を示し，(a)，(b) はそれぞれ TE 基本モードを入射した場合と TM 基本モードを入射した場合の結果である．図 4 において，TE 波に対しては電界を描画し TM 波に対しては磁界を描画しているため，TE モードに比べ TM モードでは出射側に放射する電磁界振幅が小さくなっていることがわかる．

図 5 にスラブ導波路のコア幅 $w$ を 0.1 $\mu$m から 5.0 $\mu$m まで変化させたときの入射パワーで規格化した

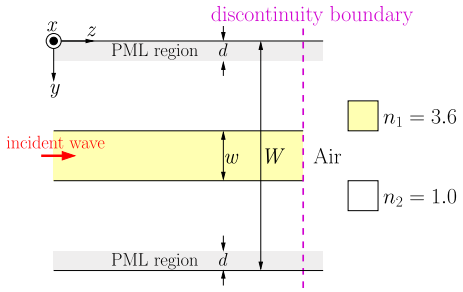


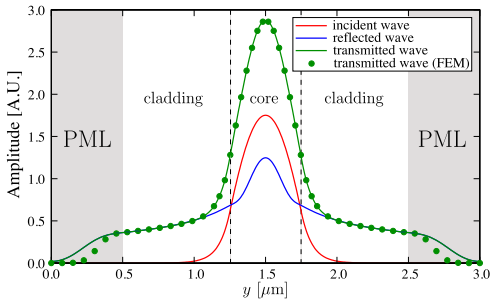

図 6　空気中に置かれた導波路端面からの光の放射問題
Fig. 6　Problem setup of optical radiation from end facet of 2-D waveguide suspended in air.

基本モード反射パワーを示す．図には本手法の解析結果と併せて FEM と重なり積分による解析結果も示している．本手法の解析結果は TE モード，TM モードのいずれの場合も FEM による結果とよく一致していることがわかるが，重なり積分の結果はコア幅が狭い場合に大きく異なっていることがわかる．これを以下で考察する．コア幅が広くなる場合，コアの屈折率と出射側の空気の屈折率のみで決まる反射率 (約 0.313) に近づく．一方コア幅が狭くなると，入射側導波路の実効屈折率が出射側の一様媒質の屈折率に近づき，導波路端での屈折率不連続が小さくなるため反射パワーが減少するはずである．しかし図 5 の POM と FEM の解析結果では反射パワーが極大となるコア幅が存在しており，これは出射側の等価屈折率が変動することによるものである．TE モードの場合を考えると，入射側導波路のスポットサイズが最も小さくなる付近で出射側の等価屈折率が最小となり入射側導波路との実効屈折率差が最大になるため反射が最大になると考えられる．等価屈折率は光の広がりと関係するため，特に出射側が光の閉じ込め構造のない一様媒質の場合には，反射放射波を無視する重なり積分による評価では適切な評価が困難である．一方 POM では図 5 から光の反射放射波も考慮した解析が可能であると言える．

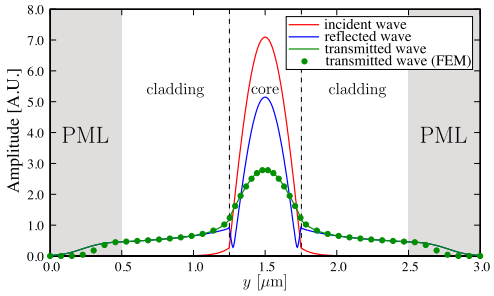
### 3.2　強導波路不連続問題の解析

次に，図 6 に示すような屈折率 $n_1 = 3.6$ の一様媒質の導波路が空気 (屈折率 $n_2 = 1.0$) 中に置かれている場合を仮定し，動作波長 1.55 $\mu$m の TE 波あるいは TM 波基本モードを入射したときの導波路端面での光の反射波・透過波を評価する．

図 7 にコア幅を $w = 0.5$ $\mu$m，解析領域全体を $W = 3.0$ $\mu$m とした場合の反射電磁界及び透過電磁界を示す．図 7 (a) は TE 基本モードを入射した場合

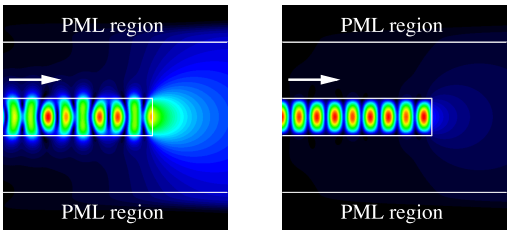



(a) TE 基本モード入射




(b) TM 基本モード入射

図 7　図 6 の問題における不連続境界の電磁界分布
Fig. 7　Electromagnetic field distribution at discontinuity boundary corresponding to the problem shown in Fig. 6.




(a) TE 基本モード入射　(b) TM 基本モード入射

図 8　図 6 の問題における不連続境界の FEM 解析による伝搬界分布
Fig. 8　Propagation field distribution obtained by FEM analysis corresponding to the problem shown in Fig. 6.

の電界振幅であり，図 7 (b) は TM 基本モードを入射した場合の磁界振幅である．なお解析領域端には幅 $d = 0.5$ $\mu$m の PML 層を設けている．また図 8 にそのときの FEM により求まる伝搬界分布を示す．TE 基本モード入射を示す図 8 (a)，TM 基本モード入射を示す図 8 (b) でいずれの入射モードもコアによく閉じ込められたモードとなっているが，反射波・透過波は不連続境界面上の遠方まで界が広がっていることが

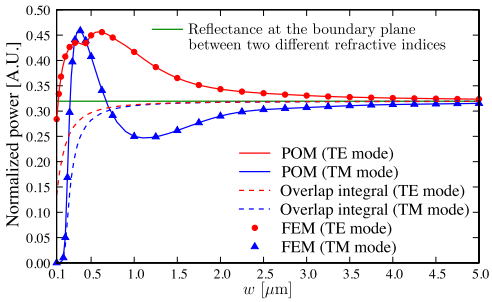



図 9　基本モード反射パワーの導波路幅依存性 (図 6 の問題の場合)

Fig. 9　Normalized reflectded power of the fundamental modes as a function of the waveguide width corresponding to the problem shown in Fig. 6.

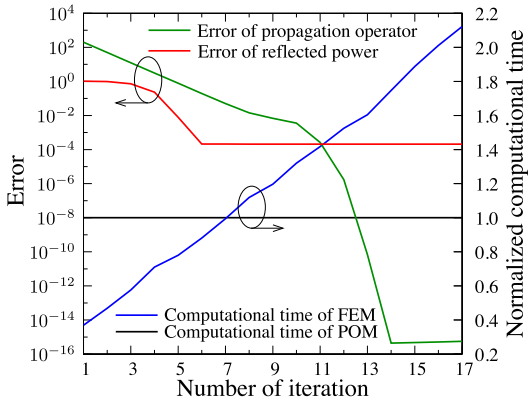



図 10　反射パワーの FEM 解析結果に対する誤差，伝搬演算子の計算誤差及び計算効率の DBI 法による反復回数依存性 (TE 基本モード入射)

Fig. 10　Relative error of reflected power and calculation error of propagation operator, and normalized computational time, as a function of the iteration number of DBI method when fundamental TE mode is launched.

わかる．図 7 でこの放射する界は，解析領域端に課した PML により無反射で吸収されており，POM においてスプリアスな反射を完全に抑圧できていることがわかる．また図 7 (a)，(b) のクラッド領域において，入射波の存在しない部分に見られる反射波・透過波は図 8 の不連続境界で屈折率が連続な部分による光の回折の成分であり，POM ではこのような光の回折も含めて FEM の結果とよく一致して解析可能であることがわかる．

図 9 に導波路幅 $w$ を 0.1 $\mu$m から 5.0 $\mu$m まで変化させたときの入射パワーで規格化した基本モード反射パワーを示す．図には本手法の解析結果と併せて FEM と重なり積分による結果も示す．POM による解析結果は TE 波，TM 波のいずれも FEM の結果とよく一致している．よってコアとクラッドの屈折率差が比較的大きな強導波路問題，及び光の回折が生じやすい問題に対しても本手法で高精度な解析が可能であることがわかる．

図 10 に TE 基本モード入射に対し，反射パワーを評価した際の FEM の結果を基準とした相対誤差と計算時間比の DBI 法における反復回数依存性を示す．また伝搬演算子行列の計算に対する収束性は，$[Q]^2$ と近似した平方根行列 $[\tilde{Q}]$ の 2 乗 $[\tilde{Q}]^2$ の間の近似誤差を

$$\mathrm{Error} = \frac{1}{N^2}\sum_{i,j}\left|\frac{\tilde{a}_{ij} - a_{ij}}{a_{ij,\max}}\right| \tag{23}$$

で評価し同図に示す．ここに $N$ は行列サイズ，$a_{ij}$ は真値 $[Q]^2$ の行列成分，$\tilde{a}_{ij}$ は DBI 法で求めた平方根行列の 2 乗 $[\tilde{Q}]^2$ の成分であり，$a_{ij}$ の最大値 $a_{ij,\max} = \max_{i,j}|a_{ij}|$ で規格化した誤差で評価している．この図から，反復回数の増加に対して計算時間はほぼ線形に増加していることがわかる．また伝搬演算子行列の計算は 14 回程度の反復で収束しているのに対し，反射パワーの解析結果は 6 回の反復で収束しており，そのときの計算時間は FEM の場合よりも短いことがわかる．ただし FEM の計算時間はこの問題で約 3.6 秒であり，2 次元問題において本手法との間に計算時間の大きな差はない．

## 4. む す び

2 次元光導波路突合せ接続の解析のための FEM に基づく POM の定式化を行い，その解析精度の評価を行った．定式化では伝搬演算子行列を求める際の平方根行列の計算手法として DBI 法 [15] を導入した．また本手法は光導波路同士の突合せ接続を目的としているが，解析精度の検討ではより不連続境界での屈折率不連続が大きく反射波や放射波の影響が大きい問題として，出力側を一様な空気とした問題を扱った．また強導波路問題として，屈折率が一様な導波路の周囲を全て空気とした光の回折が生じやすい問題も取り扱った．解析結果は TE，TM 両偏波でより厳密な解析手法である FEM の結果ともよく一致し，精度の高い解析が可能であることを示している．ただし，本提案手法では導波路間の角度ずれが生じる場合や不連続境界の形状が平坦ではない場合などでの適用は難しく，そ

の場合には改良を要する．また，3 次元問題とした場合には FEM の計算コストメモリ及び時間は膨大になるため，本手法による計算効率化の優位性がより顕著になると考えられる．

本手法の 3 次元問題への拡張については今後の課題とする．

## 文　　献


[1] S. Inao, T. Sato, H. Hondo, M. Ogai, S. Sentsui, A. Otake, K. Yoshizaki, K. Ishihara, and N. Uchida, “High density multicore-fiber cable,” Proc. Int. Wire & Cable Symp., pp.370–384, 1979.

[2] G. Le Noane, D. Boscher, P. Grosso, J.C. Bizeul, and C. Botton, “Ultra high density cables using a new concept of bunched multicore monomode fibers: A key for the futuer FTTH networks,” Proc. Int. Wire & Cable Symp., pp.203–210, 1994.

[3] T. Hayashi, T. Taru, O. Shimakawa, T. Sasaki, and E. Sasaoka, “Design and fabrication of ultra-low crosstalk and low-loss multi-core fiber,” Opt. Exp., vol.19, no.17, pp.16576–16592, Aug. 2011

[4] J.C. Knight, T.A. Birks, P. St. J. Russell, and D.M. Atkin, “All-silica single mode optical fiber with photonic crystal cladding,” Opt. Lett., vol.21, no.19, pp.1547–1549, Oct. 1996.

[5] T.A. Birks, J.C. Knight, and P. St. J. Russell, “Endlessly single-mode photonic crystal fiber,” Opt. Lett., vol.22, no.13, pp.961–963, July 1997.

[6] J. Broeng, D. Mogilevstev, E. Barkou, and A. Bjarklev, “Photonic crystal fibers: a new class of optical waveguides,” Opt. Fiber Lett., vol.5, pp.305–330, 1999.

[7] A.R. Bhagwat and A.L. Gaeta, “Nonlinear optics in hollow-core photonic bandgap fibers,” Opt. Lett., vol.16, no.7, pp.5035–5047, March 2008

[8] M. Koshiba, Optical Waveguide Theory by the Finite Element Method. Tokyo, Japan/Dordrecht, The Nethierland: KTK Scientific/Kluwer Academic, 1992.

[9] Y. Tsuji and M. Koshiba, “Finite element method using port truncation by perfectly matched layer boundary conditions for optical waveguide discontinuity problems,” J. Lightwave Technol., vol.20, no.3, pp.463–468, March 2002.

[10] K.S. Yee, “Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell’s equations,” IEEE Trans. Anlennas Propag., vol.AP-14, pp.302–307, May 1966.

[11] M. Eguchi and Y. Tsuji, “Influence of reflected radiation waves caused by large mode field and large refractive index mismatches on splice loss evalution between elliptical-hole lattice core holey fibers and conventional fibers,” J. Opt. Soc. Am. B, vol.30, no.2, pp.410–420, Feb. 2013.

[12] H.-P. Nolting and G. Sztefka, “Eigenmode matching and propagation theory of square meander-type couplers,” IEEE Photonics Technol. Lett., vol.4, no.12, pp.1386–1389, Dec. 1992.

[13] Y.-P. Chiou and H.-C. Chang, “Analysis of optical waveguide discontinuities using the Padé approximants,” IEEE Photonics Technol. Lett., vol.9, no.7, pp.964–966, July 1997.

[14] H. El-Refaei, I. Betty, and D. Yevick, “The application of complex Padé approximants to reflection at optical waveguide facets,” IEEE Photonics Tecchnol., vol.12, no.2, pp.158–160, Feb. 2000.

[15] S. Wu, J. Xiao, and X. Sun, “Full-vectorial analysis of optical waveguide discontinuities using Denman-Beavers iterative scheme,” IEEE/OSA. J. Lightwave Technol., vol.33, no.2, pp.511–518, Jan. 2015.

[16] J.-P. Berenger, “A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves,” J. Computational Phys., vol.114, pp.185–200, Oct. 1994.


（平成 29 年 8 月 30 日受付，12 月 22 日再受付，
30 年 4 月 11 日公開）

**森本　佳太**　（学生員）

平 29 室蘭工大・情報電子卒．同年同大学院博士前期課程入学，現在に至る．電磁界解析に関する研究に従事．

**辻　　寧英**　（正員）

平 3 北大・工・電子卒．平 8 同大大学院修士課程了．平 8 同博士課程了．同年北海道工大・応用電子助手，同年同講師．平 9 北大大学院工学研究科助教授，平 16 北見工業大学電気電子工学科准教授，平 23 室蘭工業大学大学院工学研究科教授，現在に至る．光・波動エレクトロニクスに関する研究に従事．博士 (工学)．平 8 年度，平 10 年度本会論文賞，平 10 年度本会学術奨励賞受賞．平 12 年 IEEE Third Millenium Medal 受賞．応用物理学会，IEEE，OSA 各会員．